**УДК 533.9**

В. И. Голота,
канд. физ. – мат. наук,
А. М. Егоров,
докт. физ. – мат. наук,
В. И. Карась,
докт. физ. – мат. наук,
А. М. Артамошкин,
канд. физ. – мат. наук,
И. В. Карась,
канд. физ. – мат. наук,
А. Ф. Алисов,
О. В. Болотов,
И. А. Загребельный
ННЦ „Харьковский
физико-технический
институт” НАН
Украины

И.Ф. Потапенко,

докт. физ. – мат. наук, *Институт прикладной математики им. М.В.Келдыша РАН*

А.Н. Старостин,

докт. физ. – мат. наук, *Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований*

ИССЛЕДОВАНИЯ СПЕКТРОВ ИЗЛУЧЕНИЯ И ОЦЕНКА ПЕРСПЕКТИВЫ СОЗДАНИЯ ИСТОЧНИКА СВЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ СТОХАСТИЧЕСКОГО СВЧ-РАЗРЯДА

Введение.

В работах [1-3] теоретически и экспериментально показано, что аномальное поведение: коэффициента проникновения СВЧ-излучения, условия пробоя им газа, поддержания СВЧ- газового разряда и бесстолкновительного нагрева электронов, связано с прыжками фазы микроволнового излучения со стохастическими скачками фазы (МВИССФ).

Напомним, что при этом происходит обмен энергией между СВЧ стохастическими электромагнитными полями и заряженными частицами, несмотря на отсутствие парных соударений или синхронизма в движении частиц и распространении электромагнитных полей. Роль частоты соударений при этом играют случайные скачки фаз стохастических колебаний, а приобретаемая частицей средняя за период колебания энергия – пропорциональна частоте скачков фазы.

В работе [4,5] были проведены предварительные исследования пробоя и поддержания разряда в разреженном газе импульсным МВИССФ и особенностей прохождения этого излучения через создаваемую им плазму. Показано, что для МВИССФ минимум пробойной мощности слабо зависит от давления рабочего газа при его уменьшении от оптимального (≈ 50 Па для аргона), что обусловлено эффективным

бесстолкновительным нагревом электронов (БНЭ), ослабленной диффузией и снижением потерь на упругие и неупругие соударения. Это позволяет расширить область существования разряда в сторону более низких давлений. Для проведения исследований по исследованию спектров оптического излучения при воздействии мощного импульсного МВИССФ дециметрового диапазона длин волн на плазму, создаваемую в разреженном газе, заполняющему коаксиальный волновод (КВ), в качестве источника СВЧ-излучения использовался пучково-плазменный генератор (ППГ), созданный в ННЦ ХФТИ [6] и модернизированный для условий проведения экспериментов.

Основная часть

1.1. Параметры МВИССФ, полученного от пучково-плазменного генератора, и схема измерения различных параметров

Для проведения экспериментов по исследованию характеристик оптического излучения из плазмы разряда в газе (воздух) низкого давления, индуцированного МВИССФ в коаксиальном волноводе с вакуумной откачкой, последний подключался к ППГ. Коаксиальный волновод с волновым сопротивлением ~ 75 Ом и длиной 1000 мм изготовлен из латунной трубы с внутренним диаметром 45 мм и внешним – 50 мм (см. рис. 1).

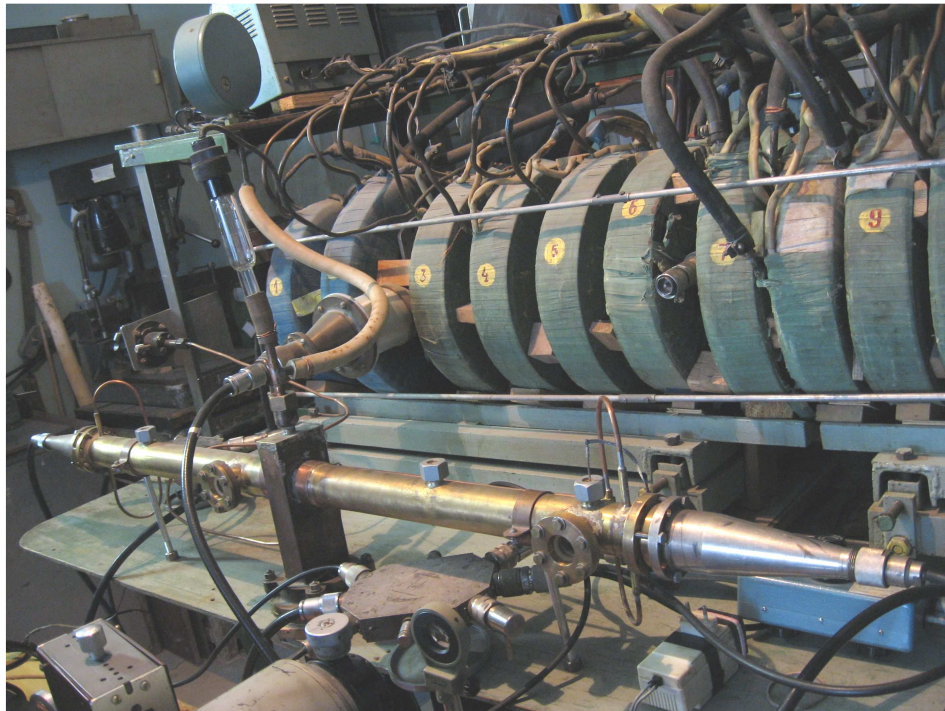


Рис. 1. Коаксиальный волновод в составе экспериментальной установки

Центральный проводник – латунный стержень диаметром 12 мм. На торцах коаксиального волновода расположены фланцы для присоединения конических коаксиальных переходов. В средней части коаксиального волновода установлен патрубок для откачки газа или газовых смесей, в который также вмонтирована термопарная лампа для контроля давления газа. Напуск рабочих газов или их смесей осуществляется с помощью прецизионного натекателя через диаметрально расположенные отверстия диаметром 2 мм вблизи обоих торцов коаксиального волновода. Патрубки для введения диагностических зондов расположены по длине коаксиального волновода. Первый на расстоянии 60 мм от ввода СВЧ-мощности стохастических электромагнитных колебаний, второй на расстоянии 260 мм и третий –

840 мм. Такое расположение диагностических зондов позволяет контролировать пространственное распределение параметров СВЧ-разряда по длине коаксиального волновода, что дает более детальную информацию о процессах, которые там происходят. Для обеспечения необходимых условий по давлению газа коаксиальный волновод соединен с коническими коаксиальными 75-омными переходами длиной 160 мм фланцами с тефлоновыми шайбами диаметром 45 мм и толщиной 10 мм. Необходимый электрический контакт между фланцами коаксиального волновода и фланцами конических коаксиальных переходов обеспечивают свинцовые прокладки толщиной 3 мм.

Блок-схема измерений основных параметров пучково-плазменного генератора и плазмы, созданной в коаксиальном волноводе, приведены на рис. 2.

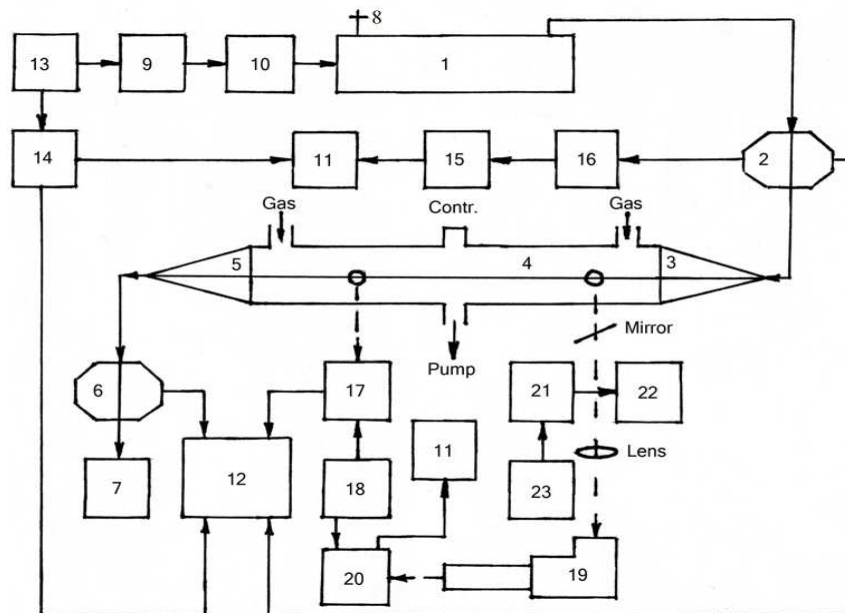


Рис. 2. Блок-схема измерения основных параметров

Стохастические СВЧ-колебания, генерируемые в пучково-плазменном генераторе (1), с выхода задерживающей структуры через широкополосный направленный разделитель (2) и конический 75-омный коаксиальный переход (3) подаются на вход коаксиального волновода (4) и далее через коаксиальный переход (5) и разделитель (6) рассеиваются в измерителе большой мощности (7) ИБМ-2. Для работы в режиме узкополосного сигнала вход задерживающей структуры ППГ подключается к короткозамкателью (8).

Синхронный запуск подмодулятора (9) и модулятора (10) высокого напряжения, подаваемого на катод электронной пушки ППГ, осциллографов (11) и (12) совершается с помощью запускающего устройства (13). Используя устройство задержки (14), момент запуска осциллографов можно изменять в пределах длины импульса высокого напряжения, что позволяет наблюдать форму генерированного сигнала в разные моменты времени от начала токового импульса электронного пучка. Характеристики МВИССФ [7-10] на входе и выходе коаксиального волновода изучались с помощью четырехканального широкополосного (2,25 ГГц) осциллографа (12) HP Agilent Infinium Oscilloscope.

1.2. Экспериментальные исследования оптического излучения из плазмы разряда, инициируемого МВИССФ

Далее приведем результаты экспериментальных исследований оптических характеристик плазмы разряда, инициируемого МВИССФ в коаксиальном волноводе в

оптимальном режиме работы ППГ, в широком диапазоне давлений воздуха, в котором разряд стабильно зажигается и поддерживается. Для экспериментальных исследований интегральной интенсивности излучения плазмы в видимой области спектра применяется фотоэлектронный умножитель (17) типа ФЭУ-29, присоединенный к высоковольтному стабилизированному выпрямителю (18) ВСВ-2.

Для спектроскопических исследований разряда в коаксиальном волноводе в видимой области спектра применен трехпризменный стеклянный спектрограф (19) ИСП-51. Излучение из разряда линзой фокусируется на входную щель (ширина щели 0.2 мм) спектрографа. К выходной щели (ширина щели 0.1 мм) спектрографа присоединен фотоэлектронный умножитель (20) типа ФЭУ-36. Полученная нами спектральная чувствительность в диапазоне длин волн от 360 нм до 700 нм используемого в экспериментальных исследованиях фотоэлектронного умножителя ФЭУ-36 приведена на рис. 3.

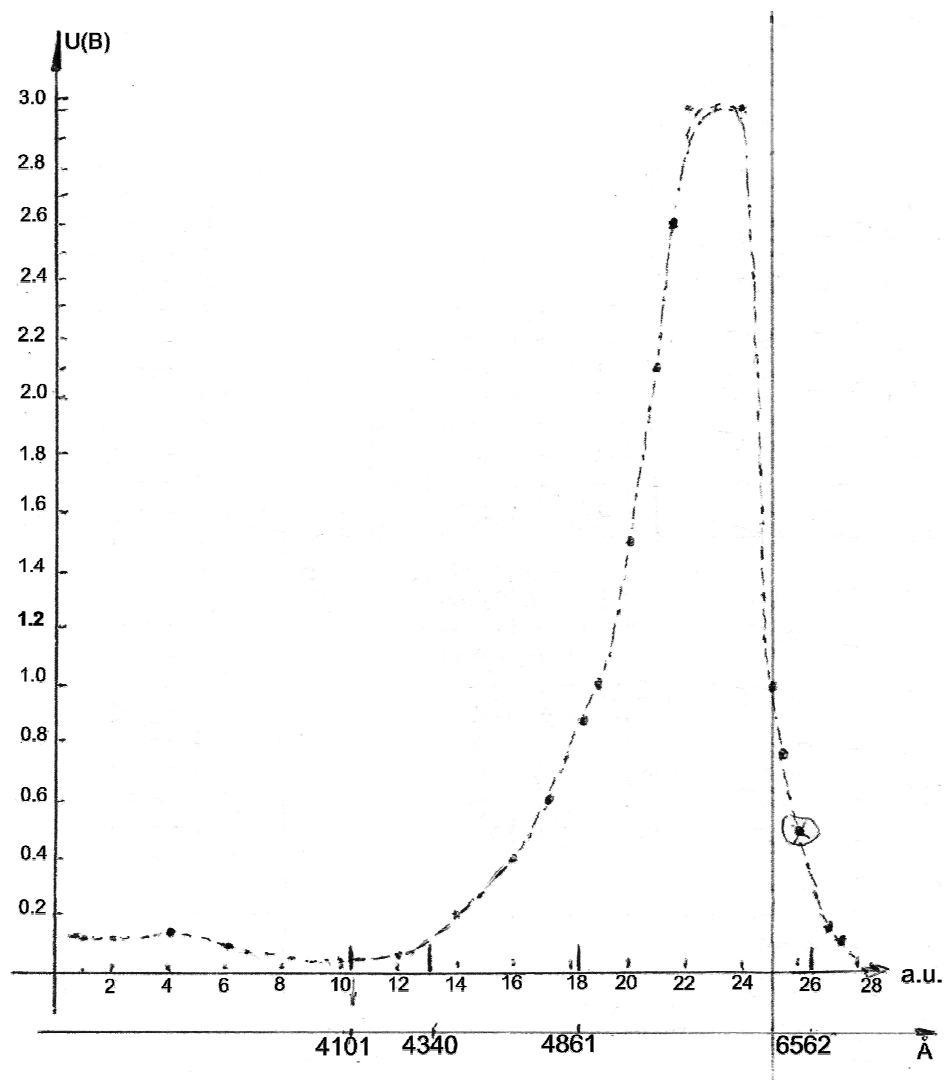


Рис. 3. Спектральная чувствительность фотоэлектронного умножителя ФЭУ-36

Из рис. 3 видно, что фотоэлектронный умножитель ФЭУ-36 имеет высокую чувствительность в диапазоне длин волн от 490 нм до 600 нм, а в диапазонах от 360 нм до 450 нм и от 650 нм до 700 нм чувствительность меньше почти на порядок, что будет приводить к искажению наблюдаемых на осциллографе (11) оптических спектров из разряда и это обстоятельство нужно учитывать при анализе полученных осциллограмм

спектров излучения. Сигнал от фотоэлектронного умножителя ФЭУ-36 подавался на цифровой (2 Гб/с) осциллограф (11) Le Croy Wave Jet 324 с полосой частот 200 МГц.

Калибровка лимба спектрографа ИСП-51 осуществлялась с помощью известных линий, излучаемых ртутной лампой (21) типа ПРК-2М. Питание ртутной лампы осуществлялось обустройства (23) ОУ-1. На рис. 4 приведен спектр излучения ртутной лампы типа ПРК-2М. Отметим, что на этом рисунке и на последующих зісо спектрами излучения из разряда низкого давления учтена реальная зависимость спектральной чувствительности фотоэлектронного умножителя и использованы одни и те же условные единицы для удобства сравнения.

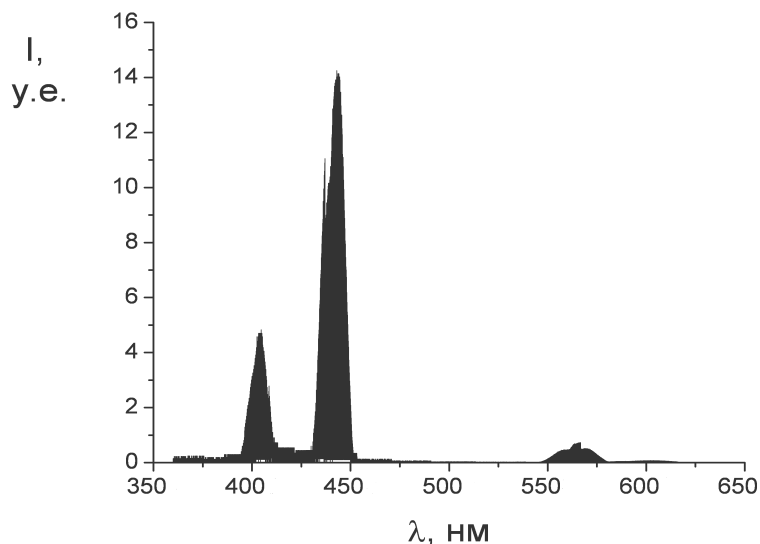


Рис. 4. Спектр излучения ртутной лампы типа ПРК-2М

На рис. 5 приведено фото свечения разряда в коаксиальном волноводе через кварцевые оптические окна при давлении рабочего газа (воздух) 13,3 Па. На боковой поверхности коаксиального волновода в области расположения окон для наблюдения были просверлены отверстия диаметром 2,5 мм. Эти отверстия, с одной стороны, обеспечивают выход светового излучения из коаксиального волновода а, с другой стороны, препятствуют выходу СВЧ-излучения из области разряда.

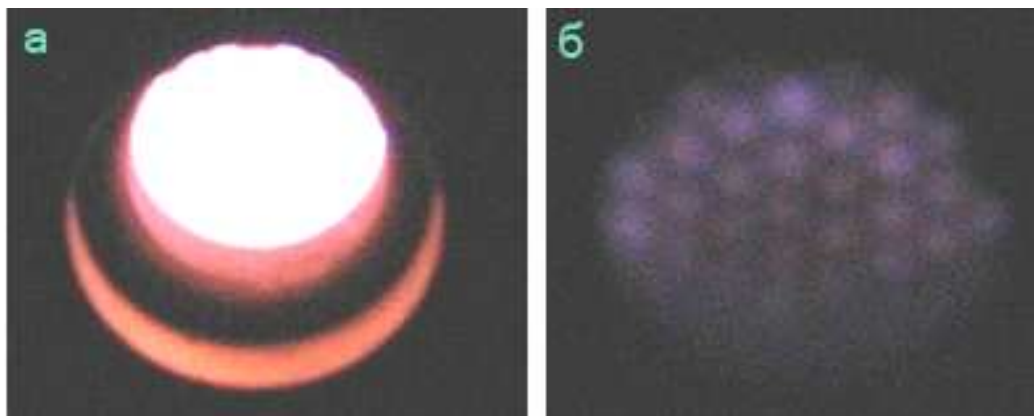


Рис. 5. Свечение разряда в коаксиальном волноводе:
(а) на расстоянии 60 мм от ввода СВЧ-мощности; (б) на расстоянии 600 мм

Из рис. 5 видно, что интенсивность свечения разряда существенно уменьшается с удалением от входа МВИССФ в волновод (сравн., например, (а) и (б)), неоднородно оно и по поперечному сечению – наблюдается контракция разряда.

Сравним спектры оптического излучения из разряда для различных давлений воздуха в коаксиальном волноводе (см. рис. 6-8), для которых происходит стабильное горение газового разряда при мощности МВИССФ, соответствующей оптимальному режиму работы ППГ (магнитная индукция в области взаимодействия пучка в ППГ составляет $B = 0.096$ Т, высокое напряжение - $U_{opt} = 13.2$ кВ, ток электронной пушки - $I_{b_{opt}} = 3$ А, длительность импульса высокого напряжения - 160 мкс).

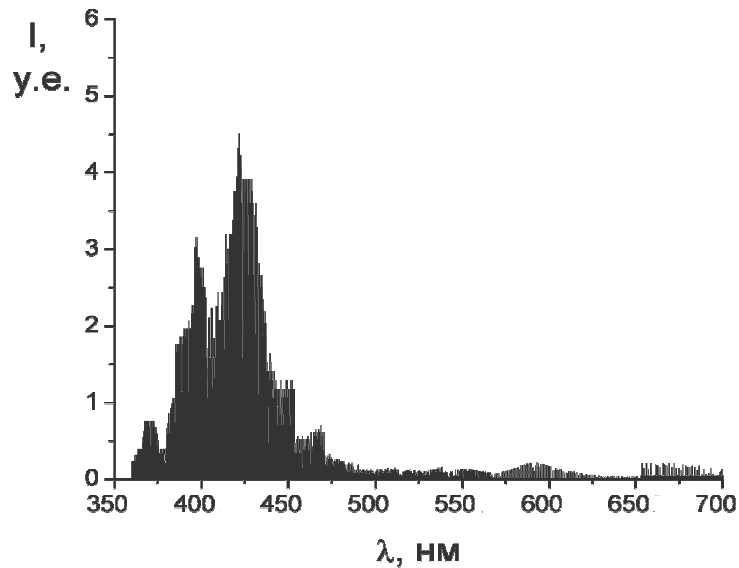


Рис. 6. Спектры излучения разряда в воздухе при давлении $P_1=28$ Па

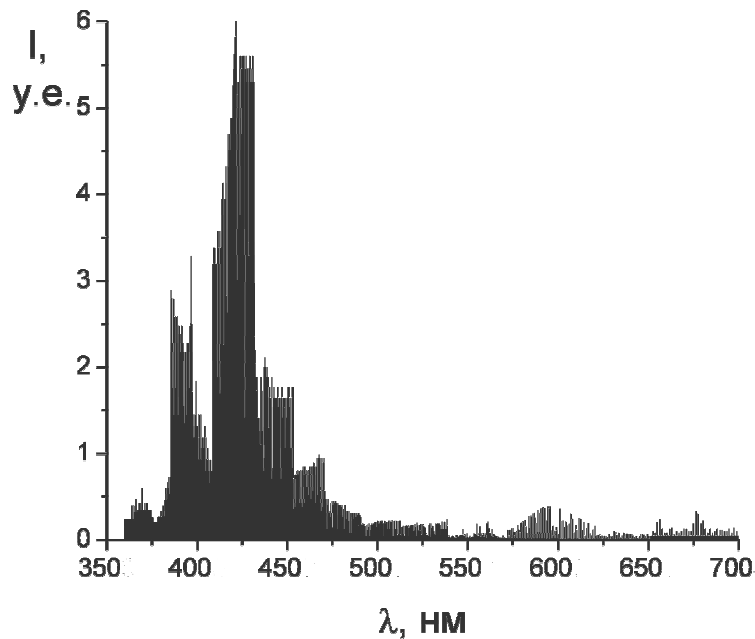


Рис. 7. Спектры излучения разряда в воздухе при давлении $P_1=20$ Па

Из рис. 6 - 8 видно, что спектр оптического излучения из разряда существенно зависит от давления рабочего газа (воздуха) в коаксиальном волноводе. В частности, с

понижением давления воздуха спектр оптического излучения из разряда обогащается более короткими длинами волн, так если при $P_1=28$ Па и $P_1=20$ Па спектр обеднен при длинах волн меньших, чем 550 нм, т.е. превалирует красное излучение – (рис. 6, 7), то при понижении давления почти на порядок (см. рис. 8) спектр существенно обогащается короткими длинами волн, т.е. превалирующим становится синее излучение (рис. 8).

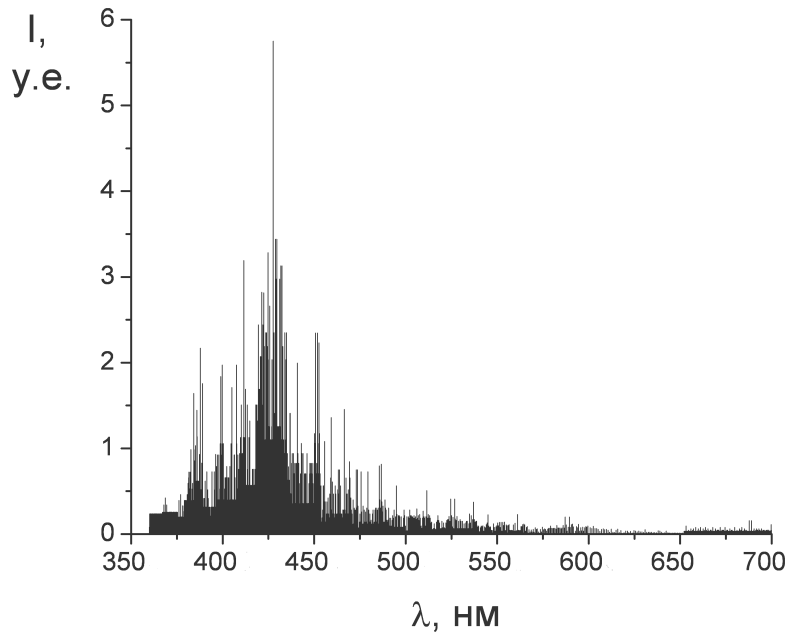


Рис. 8. Спектры излучения разряда в воздухе при давлении $P_1=3$ Па

Далее (на рис. 9, 10) приведем результаты экспериментальных исследований временных характеристик оптического излучения для двух определенных длин волн в пределах длительности одного импульса высокого напряжения (160 мкс).

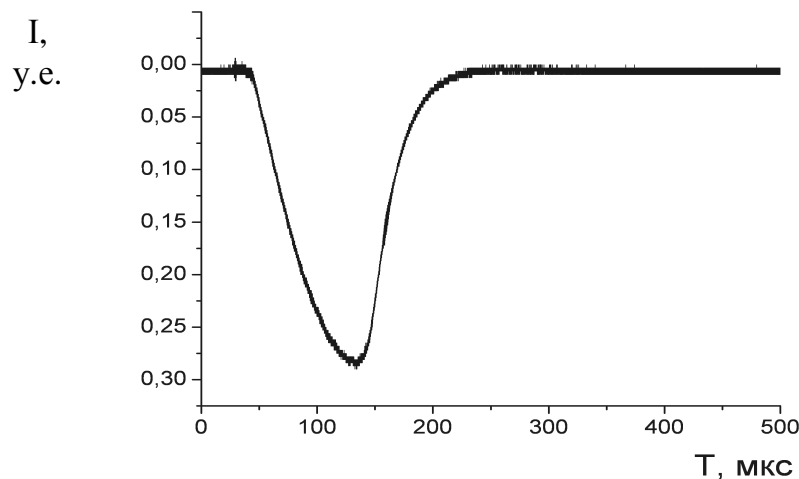


Рис. 9. Зависимость интенсивности оптического излучения от времени для длины волны 560 нм в пределах длительности одного импульса высокого напряжения при давлении $P_1=20$ Па

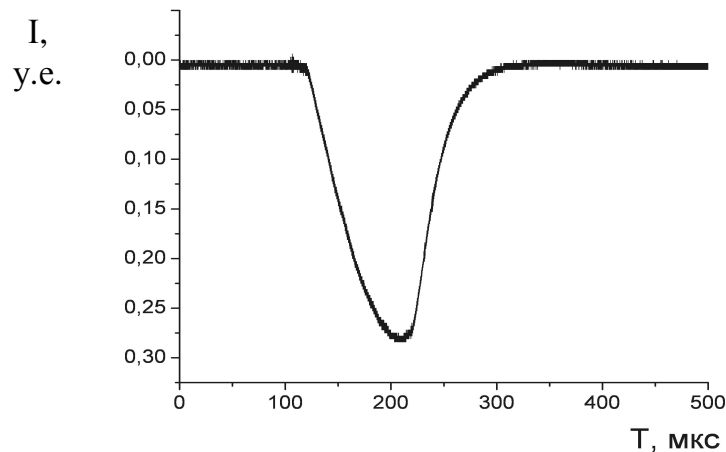


Рис. 10. Зависимость интенсивности оптического излучения от времени для длины волны 600 нм в пределах длительности одного импульса высокого напряжения при давлении $P_1 = 20$ Па

Из рис. 9, 10 видно, что оптическое излучение начинается с запаздыванием относительно начала (отмечено на этих рисунках вертикальными рисками) импульса высокого напряжения, однако, его длительность превышает длительность импульса высокого напряжения.

Для давления $P = 2$ Па также мощность достаточна для пробоя воздуха и поддержания стационарного разряда, но, как видно из рис. 11, амплитуды реализаций МВИССФ и их локальные спектры на входе и выходе коаксиального волновода существенно отличаются.

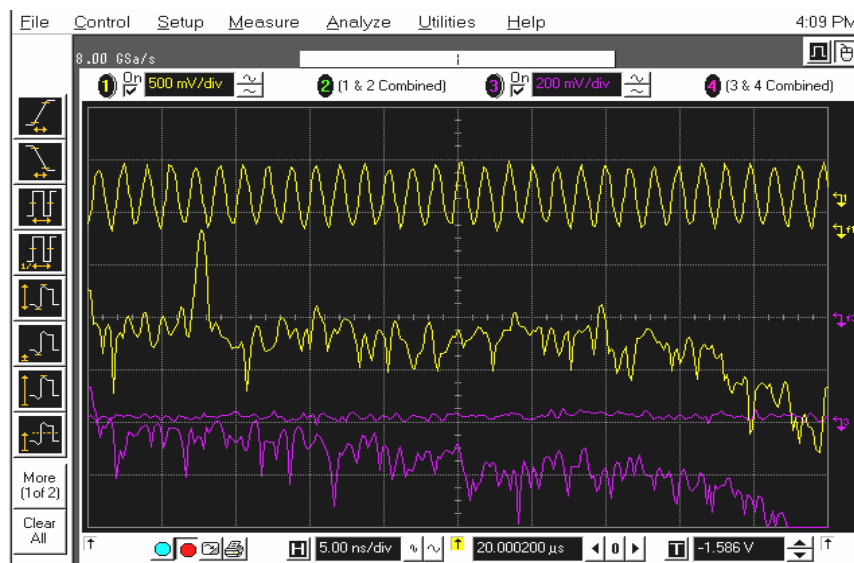


Рис. 11. Реализации МВИССФ на входе в волновод (1), локальный спектр на входе (f1), реализации МВИССФ на выходе из волновода (3), локальный спектр на выходе (f3) для $P = 2$ Па. Горизонтальный масштаб 5 нс/дел

Зажигание разряда не влияет на проникновение МВИССФ в плотную плазму об этом свидетельствует почти неизменная амплитуда на входе в волновод (кривая 1 на рис. 11), вследствие же затрат энергии излучения на ионизацию воздуха для поддержания разряда амплитуда МВИССФ на выходе коаксиального волновода (кривая 3 на рис. 11) существенно уменьшается. Кроме того, важно, что значительно

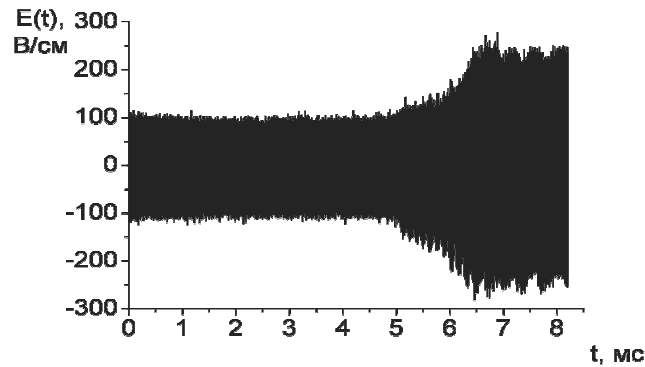


Рис. 12. Реализация $E(t)$ на входе в коаксиальный волновод на микросекундной развертке с временной задержкой 80 мкс от начала высоковольтного импульса на электронной пушке ППГ для давления $P = 2$ Па

изменяется также локальный спектр (кривая f3 на рис. 11) на выходе волновода, на нем отсутствует пик, связанный с основной спектральной составляющей МВИССФ. Следует отметить, что в интервале давлений от $P = 30$ Па до $P = 2$ Па при такой мощности МВИССФ наблюдается подобная ситуация.

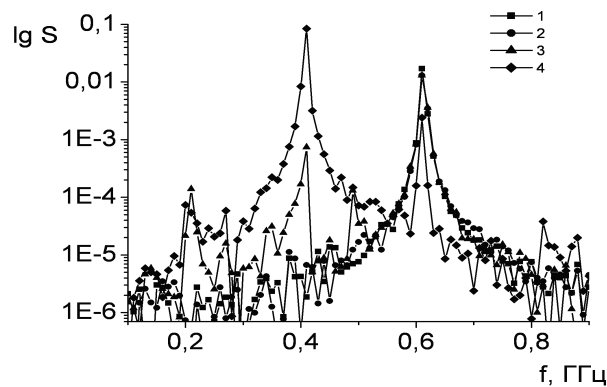


Рис. 13. Амплитудно-частотные $\lg S(f)$ характеристики на входе в коаксиальный волновод для разных моментов времени, отсчитываемого от начала высоковольтного импульса на электронной пушке ППГ: (1) – 80 мкс, (2) – 82,5 мкс, (3) – 85 мкс, (4) – 87 мкс. Давление воздуха в коаксиальном волноводе $P = 2$ Па

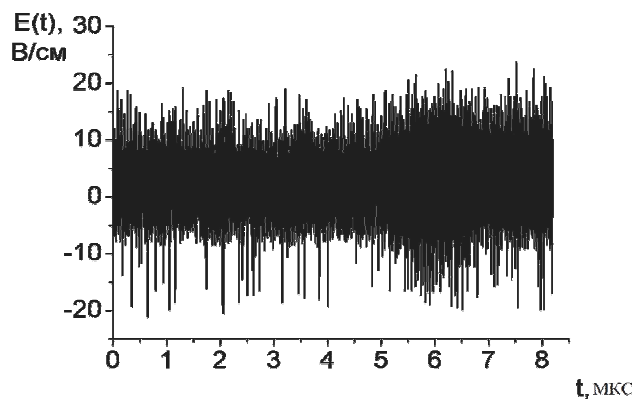


Рис. 14. Реализация $E(t)$ на выходе коаксиального волновода на микросекундной развертке с временной задержкой 80 мкс от начала высоковольтного импульса на электронной пушке ППГ для давления $P = 2$ Па

Для более детального анализа на рис. 12, 14 приведены реализации $E(t)$ соответственно на входе и выходе коаксиального волновода на микросекундной развертке с временной задержкой 80 мкс от начала высоковольтного импульса на электронной пушке ППГ для давления $P=2$ Па, а на рис. 13, 15 амплитудно-частотные характеристики, соответствующие 4 различным моментам времени для этих реализаций. Из сравнения рис. 12, 14 видно, что вследствие зажигания разряда амплитуда реализации на выходе из коаксиального волновода уменьшилась более, чем на порядок. Сравнение рис. 13 с рис. 15 показывает, что максимумы локальных амплитудно-частотных характеристик, которые имели место на входе в коаксиальный волновод (рис. 13), вследствие поддержания разряда во всем восьми микросекундном диапазоне почти незаметны на выходе из коаксиального волновода (см. рис. 15).

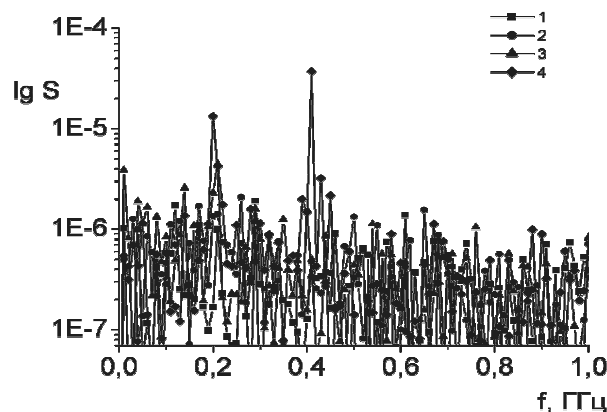


Рис. 15. Амплитудно-частотные $\lg S(f)$ характеристики на выходе из коаксиального волновода для разных моментов времени, отсчитываемого от начала высоковольтного импульса на электронной пушке ППГ: (1) – 80 мкс, (2) – 82.5 мкс, (3) – 85 мкс, (4) – 87 мкс. Давление воздуха в коаксиальном волноводе $P=2$ Па

Из рис. 11-15 видно, что зажигание и поддержание разряда приводят к сильному затуханию на выходе из волновода спектральных компонент, соответствующих максимуму спектра сигнала на входе в коаксиальный волновод. Из рис. 11 видно (вертикальный масштаб для реализации МВИССФ составляет 100 В/(см дел)), что для зажигания и поддержания разряда достаточно иметь напряженность электрического поля 50 В/см.

1.3. Кинетическое рассмотрение бесстолкновительного нагрева электронов (БНЭ) и ионизации в разряде, инициируемом МВИССФ

Кинетическое уравнение Больцмана для нахождения функции распределения электронов (ФРЭ) $f(\vec{r}, p, \vec{\Omega}, t)$ (\vec{r} - радиус-вектор, $p = mv$ - модуль импульса, $v(p)$ - скорость электрона, $\vec{\Omega} = \vec{p}/p$ - единичный вектор в направлении импульса электрона, t - время) имеет вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial f(v, \mu, t)}{\partial t} - \frac{e}{m} E \cos(\omega t + \varphi(t)) \left[\frac{\partial f(v, \mu, t)}{\partial v} \frac{dv}{dv_{\parallel}} + \frac{\partial f(v, \mu, t)}{\partial \mu} \frac{d\mu}{dv_{\parallel}} \right] = -N_0 \sigma_{tot}(v) v f + \\ + N_0 \int d\mu d\varphi v \frac{d\sigma_{el}(mv | \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega})}{d\vec{\Omega}'} f(v, \mu, t) + N_0 m \int dv' v' \frac{d\sigma_{nonel}(p' \rightarrow p)}{dp'} f(v', \mu, t), \quad (1) \end{aligned}$$

где e - абсолютный заряд, m - масса электрона, E - напряженность электрического поля, N_0 - плотность частиц нейтрального газа, σ_{tot} - полное сечение, σ_{el} - сечение упругого рассеяния, σ_{nonel} - сечение неупругого рассеяния, $\omega = 2\pi f$ - циклическая частота МВИССФ, φ - фаза волны, совершающая случайные скачки (от 0 до 2π) в каждом

периоде волны. В этом случае характерное время между скачками $\Delta t = \frac{1}{f} = 1.6 \cdot 10^{-9}$ с, но величина скачка фазы (СФ) – случайная величина из диапазона $0-2\pi$. Время можно обезразмерить на ω^{-1} , тогда для характерного поля $E = 100$ В/см, осцилляторная скорость электрона в этом поле будет $v_0 = \frac{eE}{m\omega} = 5 \times 10^8$ см/с, что соответствует энергии осцилляций $\varepsilon_0 = m \frac{v_0^2}{2} = 7.5$ эВ $= 12 \times 10^{-12}$ эрг. Характерная амплитуда осцилляций $r_0 = \frac{v_0}{\omega} = \frac{5}{6}$ см, для ксенона (Xe) энергия ионизации (потенциал ионизации) $I_{Xe} = 12.129$ эВ. Плотность частиц нейтрального газа в рассматриваемых экспериментальных условиях $N_0 = 5 \cdot 10^{14} - 10^{16}$ см $^{-3}$, сечение упругих столкновений σ_{el} как и полное сечение σ_{tot} можно взять 3×10^{-15} см 2 , (более точно $10^{15} \sigma_{el} = 0.85 \cdot \Theta \left[\left| \frac{v}{v_0} \right| - 1 \right] + 3 \cdot \exp \left(-2 \left(\frac{|v| - v_0}{v_0} \right)^2 \right)$, $\Theta(x)$ - функция Хевисайда (единичная ступенчатая функция), сечение же неупругих столкновений σ_{nonel} для ксенона можно записать как

$$\sigma_{nonel} = 0, \text{ при } v < v^*, \text{ где } v^* = \sqrt{\frac{2I_{Xe}}{m}} = 1.29 v_0,$$

$$10^{16} \sigma_{nonel} = 2.4 - 0.01 \left(16 - \left(\frac{v}{v_0} \right)^2 \right)^2, \text{ при } 4.5 v_0 > |v| > v^*, \text{ где } v^* = \sqrt{\frac{2I_{Xe}}{m}}, \quad (2)$$

$$10^{16} \sigma_{nonel} = 2.22 \exp \left(-\beta \left(\left(\frac{v}{v_0} \right)^2 - 20 \right) \right), \text{ при } 4.5 v_0 < |v|, \beta = 0.01. \quad (3)$$

Обезразмеренные величины отмечены волной и имеют такой вид:

$$f \rightarrow N_0 \cdot v_0^{-3} \tilde{f}, \quad \sigma \rightarrow \sigma_{tot} \tilde{\sigma}, \quad v \rightarrow v_0 v, \quad t \rightarrow \omega^{-1} \tilde{t}, \quad (4)$$

$$\Delta t \rightarrow 2\pi\omega^{-1}, \quad eE / m\omega v_0 = b, \quad N_0 v_0 \omega^{-1} \sigma_{tot} = a,$$

$0.2 \leq a \leq 4, \quad b = 1$ для $E = 100$ В/см

$$\sigma_{nonel} = 0, \text{ при } v < v^*, \text{ де } v^* = \sqrt{\frac{2I_{Xe}}{m}} = 1.29 v_0, \quad (5)$$

$$N_0 v_0 \omega^{-1} \sigma_{nonel} = 0.33 \cdot a \cdot \left\{ 2.4 - 0.01 \left(16 - \left(\frac{v}{v_0} \right)^2 \right)^2 \right\}, \text{ при } 4.5 v_0 > |v| > v^*, \text{ де } v^* = \sqrt{\frac{2I_{Xe}}{m}}, \quad (6)$$

$$N_0 v_0 \omega^{-1} \sigma_{nonel} = 0.732 \cdot a \cdot \exp \left(-\beta \left(\left(\frac{v}{v_0} \right)^2 - 20 \right) \right), \text{ при } 4.5 v_0 < |v|, \beta = 0.01. \quad (7)$$

1.4. Результаты численного моделирования, их обсуждение и выводы

$$\frac{\partial f(v, \mu, t)}{\partial t} - b \cdot \cos(\omega t + \varphi) \frac{\partial f(v, \mu, t)}{\partial v_{||}} = -av \frac{(\sigma_{el}(v) + \sigma_{nonel}(v))}{\sigma_{tot}} f +$$

$$+ \frac{av}{\sigma_{tot}} \int d\Omega' \frac{d\sigma_{el}(v | \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega})}{d\vec{\Omega}'} f(v, \mu', t) + 0.33 \cdot a \int_{v^*}^{\infty} dv' v' \frac{d\sigma_{nonel}}{dv'} f(v^2 + v'^2, \mu, t). \quad (8)$$

Преобразовывая два первых слагаемых (8), отвечающих за упругие столкновения, к диффузионному виду (в соответствии с [11,12]) и избавляясь от производной по компоненте скорости, параллельной электрическому полю, получим кинетическое уравнение в виде

$$\begin{aligned}
\frac{\partial f(v,t)}{\partial t} - b \cdot \cos(\omega t + \varphi(t)) \frac{\partial f(v,t)}{\partial v} = & \frac{am}{\sigma_{tot} M} \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left\{ v^2 \sigma_{el}(v) \left[v^2 - \frac{3k_B T_g}{m v_0^2} \right] f(v,t) + \frac{\partial}{\partial v} \left[\sigma_{el}(v) v^3 \frac{k_B T_g}{m v_0^2} \right] f(v,t) \right\} - \\
- v \frac{(\sigma_{nonel}(v))}{\sigma_{tot}} f(v,t) + & 0.0132 \cdot a \cdot \int_{\max((1.66-v^2)^{1/2}, 0)}^{\max((20-v^2)^{1/2}, 0)} dv' v'^2 (16 - v^2 - v'^2) \cdot f(v^2 + v'^2, t) + \\
+ 0.0147 \cdot a \cdot & \int_{\max((20-v^2)^{1/2}, 0)}^{\infty} dv' v'^2 \exp[\beta(20 - v^2 - v'^2)] \cdot f(v^2 + v'^2, t).
\end{aligned} \quad (9)$$

Для интегрирования двумерного уравнения (8) и одномерного (9) был разработан код на основе неявной схемы в конечных разностях. Начальная ФРЭ соответствовала термодинамически равновесной Максвелловской ФРЭ с температурой равной осцилляторной энергии электрона, шаг по времени составлял 0.01.

Результаты проведенных численных расчетов приведены на рис. 16-20, при этом ФРЭ (рис. 20) получена в двухмерном численном моделировании наглядно демонстрирует ее наибольшее изменение для $\mu = \pm 1$, т.е. для изменения угла при столкновении или за счет скачков фазы на π , что соответствует движению электрона вдоль электрического поля коллинеарно или контрлинеарно. Естественно, что при этом происходит наибольшее изменение энергии электрона.

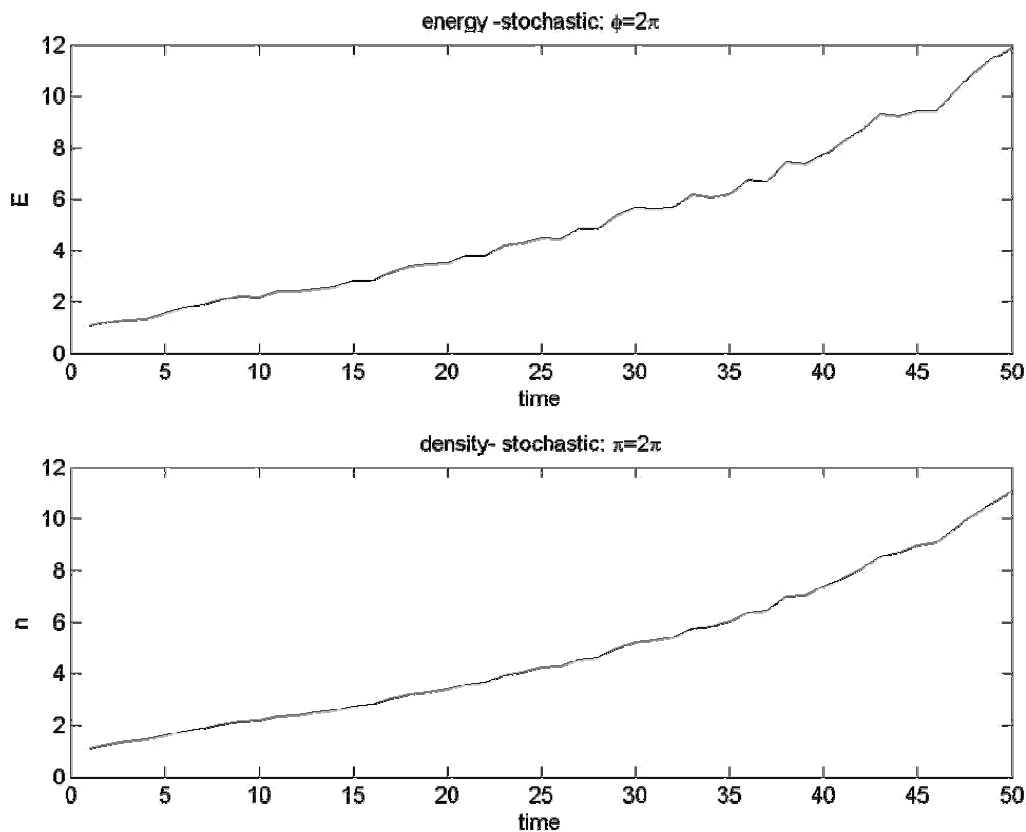


Рис. 16. Зависимость от времени полной энергии электронов (верхний график) и плотности электронов (нижний график) при скачках фазы 1 раз в каждом периоде

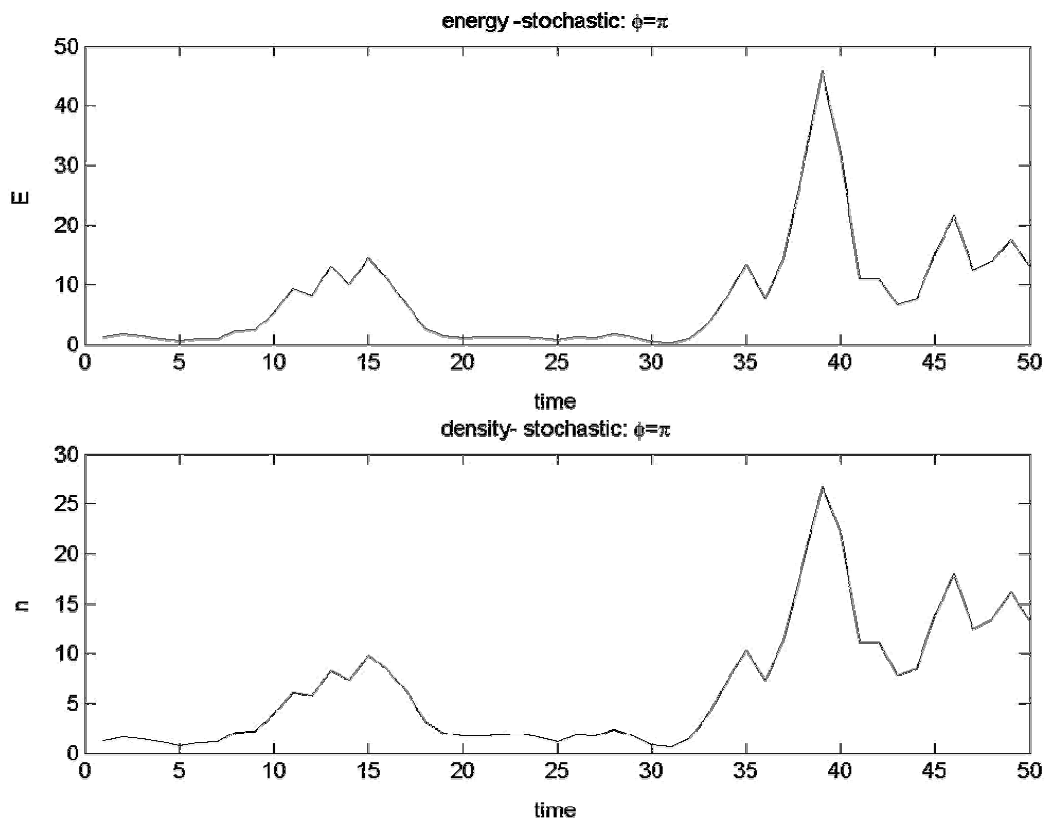


Рис. 17. Зависимость от времени полной энергии электронов (верхний график) и плотности электронов (нижний график) при скачках фазы 2 раза в каждом периоде

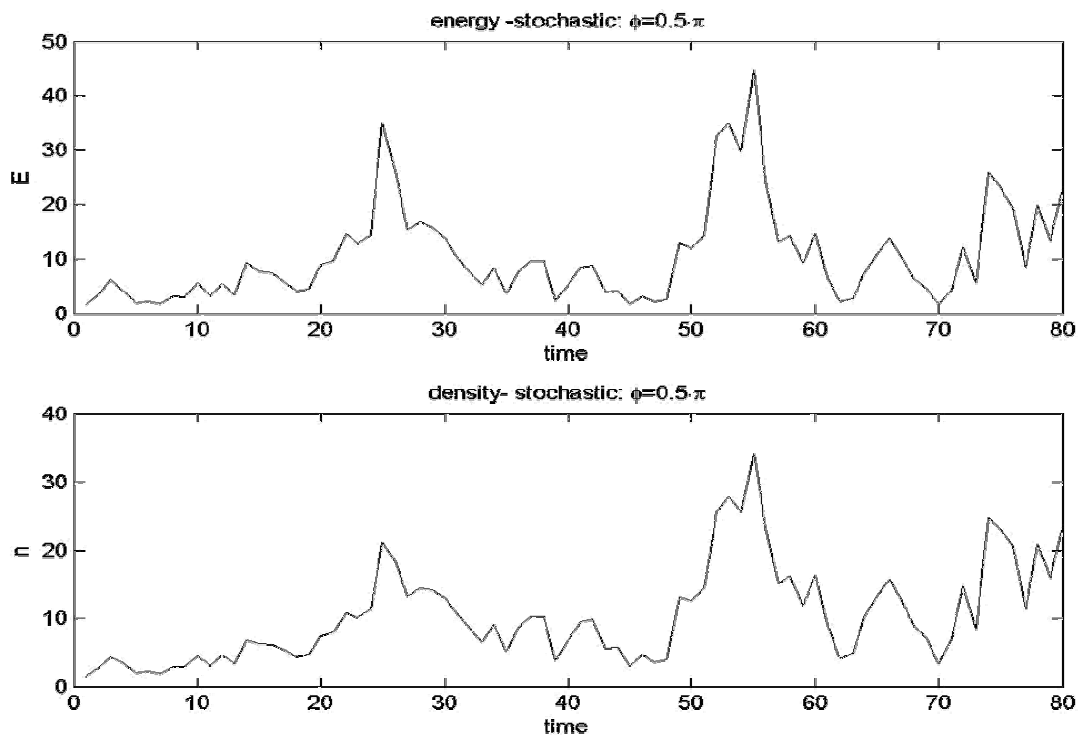


Рис.18. Зависимость от времени полной энергии электронов (верхний график) и плотности электронов (нижний график) при скачках фазы 4 раза в каждом периоде

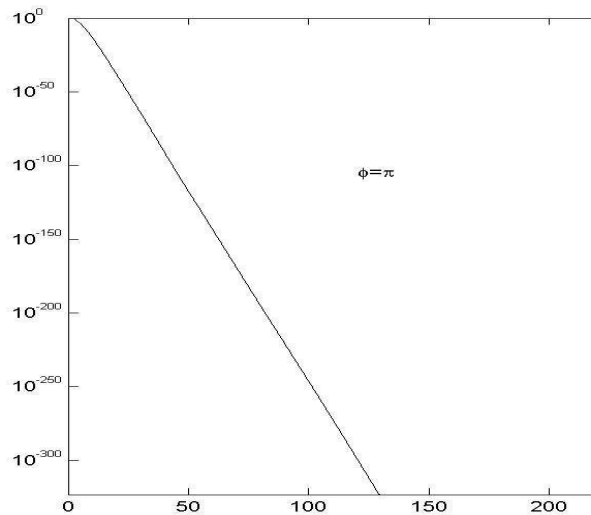


Рис. 19. Зависимость ФРЭ от безразмерного квадрата скорости

Результаты расчетов изменения полной энергии (БНЭ) и плотности плазмы (ионизация) наглядно демонстрируют, что увеличение частоты СФ способствует ускорению как возрастания полной энергии электронов (верхние кривые на рис. 16-18), так и увеличению плотности плазмы (нижние кривые на рис. 16-18) вследствие более интенсивной ионизации.

Полезно отметить, что ФРЭ существенно отклоняется от термодинамически равновесной, резко обрываясь вблизи энергии ионизации. Ионизация нейтрального газа и последующее возрастание плотности плазмы (электронов и ионов) происходит скорее всего при оптимальной частоте СФ. Оптимальная частота СФ должна совпадать с частотой ионизации при энергиях электронов, близких к потенциалу ионизации исследуемого газа.

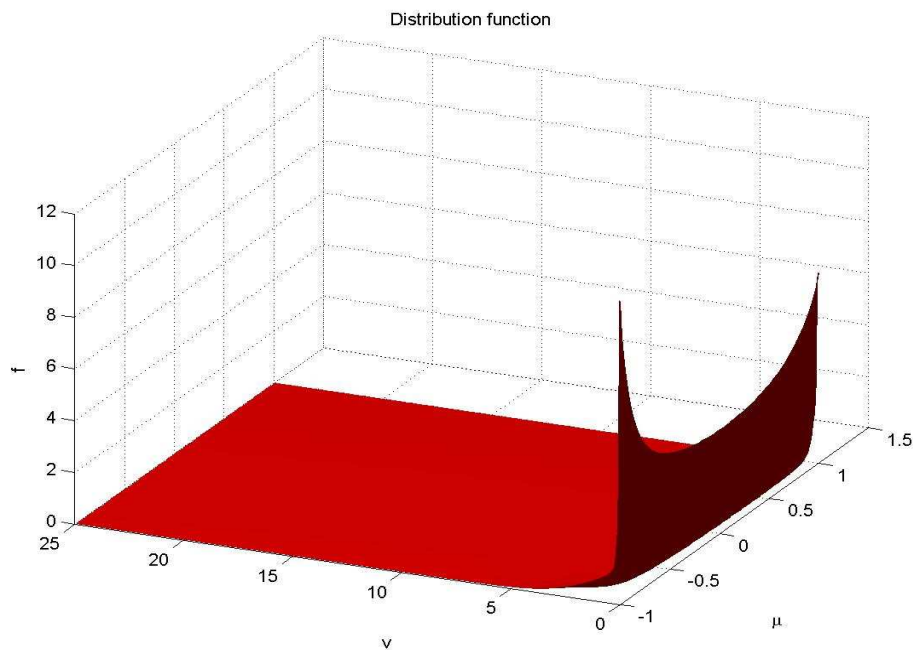


Рис. 20. Зависимость ФРЭ от безразмерной скорости v и косинуса угла μ между направлением движения электрона и электрическим полем

Таким образом, исходя из полученных количественных показателей (напряженность электрического поля, частота МВИССФ и частота скачков фазы и т.п.), совершенно реальной является перспектива создания источника светового излучения небольшой мощности (до 100 Вт) на основе рассмотренного весьма эффективного при работе в области низких давлений стохастического СВЧ-разряда. Основной задачей дальнейших исследований является оптимизация газовой смеси для получения разряда с квазисолнечным спектром оптического излучения.

1.5. Численное моделирование транспорта оптического излучения в разряде, инициируемом МВИССФ

Разработана программа SPECRAY, которая позволяет в приближении термодинамического равновесия и нерассеивающей среды вычислять спектральную плотность мощности излучения вдоль луча с известным распределением коэффициента поглощения.

Рассчитан спектр выходящего излучения из однородного слоя газовой смеси Хе и На при температуре 0.5 эВ (5800 К). Толщина слоя составляла 18 мм. Предполагалось, что смесь включает только нейтральные атомарные компоненты, доля атомов На составляла 0.1%; концентрация электронов полагалась равной 10^{15} см^{-3} , полное давление смеси при заданной температуре – 1 атм. Рассеяние излучения предполагалось пренебрежимо малым.

Изменение спектральной интенсивности излучения $I_\nu(s)$ с расстоянием s вдоль луча для заданной частоты ν описывается обыкновенным дифференциальным уравнением

$$\frac{\partial I_\nu}{\partial s} = j_\nu - k_\nu I_\nu. \quad (10)$$

где k_ν - спектральный коэффициент поглощения среды и j_ν - излучательная способность, которая вычислялась в предположении термодинамического равновесия по формуле $j_\nu = k_\nu U_{\nu P}$, где

$$U_{\nu P} = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1} \quad (11)$$

- функция Планка для объемной плотности энергии излучения черного тела.

Для уравнения (10) с начальным условием $I_\nu(s_0) = I_{\nu 0}$ решение имеет вид

$$I_\nu(s) = I_{\nu 0} \exp\left(-\int_{s_0}^s k_\nu(s'') ds''\right) + \int_{s_0}^s j_\nu \exp\left(-\int_{s'}^s k_\nu ds''\right) ds' \quad (12)$$

и для кусочно-постоянного распределения $k_\nu(s)$ может быть вычислено точно.

Программа использует предварительно рассчитанную таблицу коэффициента поглощения для заданного химического состава плазмы в зависимости от длины волны и температуры. При этом зависимость ионного состава от температуры уже учтена в этой таблице, поэтому для спецификации оптических свойств смеси вдоль луча в программе SPECRAY задается профиль температуры (произвольная кусочно-постоянная аппроксимация или 4-параметрическая степенная зависимость).

Для заданного состава смеси и температуры использовалась таблица коэффициента поглощения в диапазоне длин волн 200-2000 нм с шагом 0.1 нм.

Расчетный спектр выходящего излучения приведен на рис. 21.

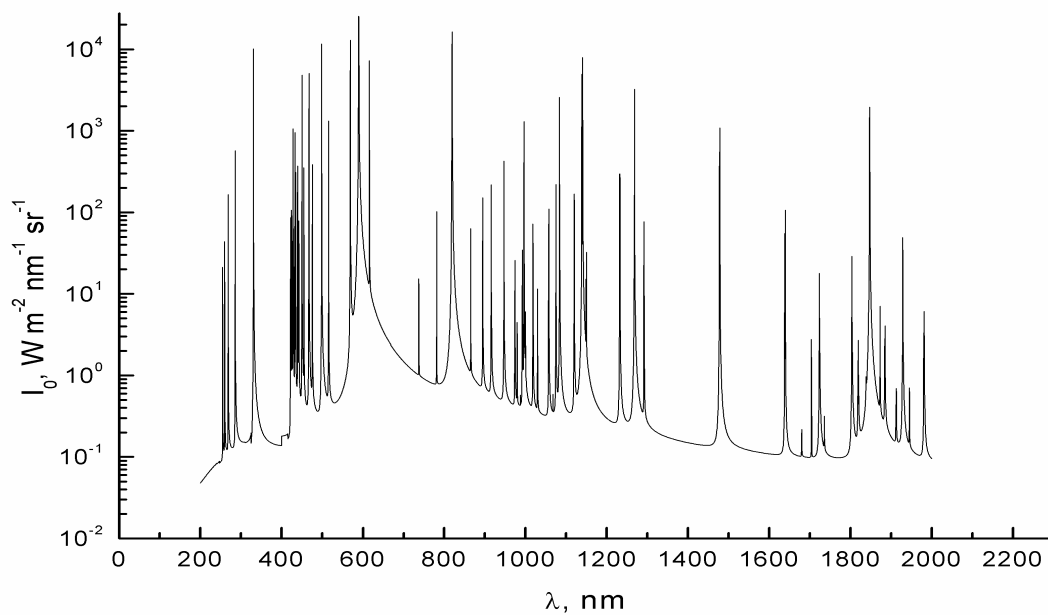


Рис. 21. Зависимость спектральной плотности мощности выходящего излучения ($\text{Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{нм}^{-1} \cdot \text{стер}^{-1}$, в логарифмическом масштабе) от длины волны (нм)

На рис. 22 показана зависимость безразмерной величины $\tau = \int_{s_0}^{s_1} k_v(s) ds$ (оптической толщины слоя) от длины волны. Общая интегральная плотность мощности излучения составляет $4.8 \cdot 10^4 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{стер}^{-1}$, в частности, в видимом диапазоне – $3.3 \cdot 10^4 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{стер}^{-1}$).

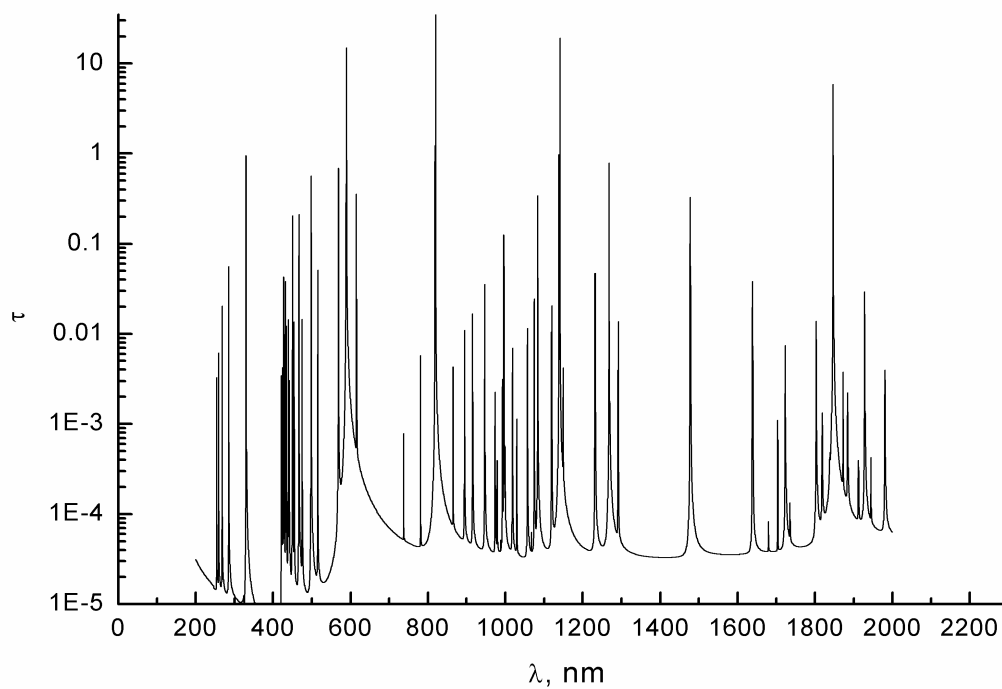


Рис. 22. Зависимость оптической толщины слоя (в логарифмическом масштабе) от длины волны (нм)

Выводы:

- Вследствие сильного поглощения мощности МВИССФ при зажигании разряда в коаксиальном волноводе разряд становится неоднородным по его длине, а именно, амплитуда электрического поля уменьшается более, чем на порядок на выходе из коаксиального волновода.
- При горении разряда в спектре сигнала на выходе из коаксиального волновода практически отсутствуют спектральные компоненты, отвечающие максимуму спектра на входе в коаксиальный волновод. Ионизация газа при поддержании МВИССФ разряда в использованном коаксиальном волноводе приводит практически к полному затуханию на выходе из него основных спектральных составляющих.
- Свечение разряда существенно уменьшается с удалением от входа МВИССФ в коаксиальный волновод, неоднородно оно и по поперечному сечению – наблюдается контракция разряда.
- С понижением давления воздуха оптическое излучение из разряда становится более коротковолновым, так если при давлении 20 Па излучение – красное, то при понижении давления на порядок оно становится синим.
- СВЧ-колебания и свечение разряда существуют во времени практически на протяжении всей длительности импульса тока электронного пучка ППГ.
- При частоте МВИССФ и частоте скачков фазы, наблюдаемых в проведенных исследованиях, для создания и стационарного горения разряда в воздухе достаточно напряженности электрического поля 50 В/см.
- Проведенное одномерное и двухмерное численное моделирование позволило установить следующее:
 - БНЭ происходит более интенсивно при возрастании частоты СФ МВИССФ;
 - ионизация нейтрального газа и последующее возрастание плотности плазмы (электронов и ионов) происходит наиболее быстро при оптимальной частоте СФ. Оптимальная частота СФ должна совпадать с частотой ионизации при энергиях электронов, близких к потенциалу ионизации исследуемого газа;
- Разработана программа SPECRAY, которая позволяет в приближении термодинамического равновесия для нерассеивающей среды вычислять спектральную плотность мощности излучения вдоль луча с известным распределением коэффициента поглощения для различных газовых смесей.

Результаты работы могут быть использованы для разработки нового типа высокоэффективных источников оптического излучения с квазисолнечным спектром, которые позволят сделать принципиальный прорыв в области светотехники. Работа частично финансирована РФФИ (проект 09.02.90442) и ГФФИ Украины (проект Ф28.02./055).

Литература

1. V.I. Karas', Levchenko V.D. Penetration of a Microwave with a Stochastic Jumping Phase (MSJP) into Overdense Plasmas and Electron Collisionless Heating by It.//Problems of Atomic Science and Technology. Ser.Plasma Electronics and New Acceleration Methods. 2003, v. 4(3). p. 133-136.
2. A.F. Alisov, A.M.Artamoshkin, I.A. Zagrebelny, N.M. Zemlyansky, V.I. Karas', Ya. Fainberg, S.I. Solodovchenko, A.F. Shtan`. Experimental Study of a Propagation Microwave Radiation with Stochastic Jumping Phase in Overdense Plasmas. // Problems of Atomic Science and Technology. Ser. Plasma Electronics and New Acceleration Methods. 2003, v. 4(3), p. 69-73.
3. В.И. Карась, Я.Б. Файнберг, А.Ф. Алисов и др. Взаимодействие микроволнового излучения со стохастически прыгающей фазой с плазмой или газом // Физика плазмы. 2005, т. 31, №9, с. 810-822.
4. В.И. Карась, А.Ф. Алисов, А.М. Артамошкин и др. Пробой и разряд в газе низкого давления, создаваемый микроволновым излучением со стохастически прыгающей фазой (I) // Вопросы атомной науки и техники, Серия. Плазменная электроника (5) 2006, №. 5, с. 54-58.

5. В.И. Карась, А.Ф. Алисов, А.М. Артамошкин и др. Пробой и разряд в газе низкого давления, создаваемый микроволновым излучением со стохастически прыгающей фазой (II) // Вопросы атомной науки и техники, Серия. Физика плазмы (12). 2006, № 6, с. 163-165.
6. А.К. Березин, Я.Б. Файнберг, А.М. Артамошкин и др. Пучково-плазменный генератор стохастических колебаний дециметрового диапазона. // Физика плазмы. 1994, т.20, №9, с. 782-789.
7. В.И. Карась, И.В. Карась, А.Г. Загородний, В.И. Засенко, И.Ф. Потапенко, А.Н. Старостин. Микроволновое излучение со стохастически прыгающей фазой в плазме. // Электромагнитные волны и электронные системы. 2010, т. 15, №3, с. 47-68.
8. V. I. Karas`, A.F. Alisov, A.M. Artamoshkin, V.I. Golota, A.M. Egorov, I.V. Karas`, I.F. Potapenko, A.N. Starostin, A.G. Zagorodny, I.A. Zagrebelny, V.I. Zasenkov. The low pressure discharge induced by microwave radiation with stochastically jumping phase. // IV International Conference "FRONTIERS OF NONLINEAR PHYSICS", Nizhny Novgorod, Russia, July 13 - July 20, 2010 (July 13-20, 2010, Nizhny Novgorod, Russia). Book abstracts. 2010. P. 123-124.
9. А.Ф. Алисов, А.М. Артамошкин, С.А. Бердин, В.И. Голота, А.М. Егоров, А.Г. Загородний, И.А.Загребельный, В.И. Засенко, В.И. Карась, И.В. Карась, И.Ф. Потапенко, А.Н. Старостин. Разряд низкого давления, индуцированный микроволновым излучением со стохастически прыгающей фазой. // Физика плазмы. 2010, т. 36, № 8, с. 786-800.
10. А.Ф. Алисов, А.М. Артамошкин, С.А. Бердин, В.И. Голота, А.М. Егоров, А.Г. Загородний, И.А.Загребельный, В.И. Засенко, В.И. Карась, И.В. Карась, И.Ф. Потапенко, А.Н. Старостин. Разряд низкого давления, индуцированный микроволновым излучением со стохастически прыгающей фазой. // Доповіді НАН України. 2010, № 8, с. 74-82.
11. Б.И. Давыдов. // ЖЭТФ. 1936, т.6, вып. 5, с. 463.
12. Н.П. Калашников, В.С. Ремизович, М.И. Рязанов. Столкновения быстрых заряженных частиц в твердых телах. –М.: Атомиздат, 1980. -272 с.

ДОСЛІДЖЕННЯ СПЕКТРІВ ВИПРОМІНЮВАННЯ ТА ОЦІНКА ПЕРСПЕКТИВИ СТВОРЕННЯ ДЖЕРЕЛА СВІТЛОВОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ НА ОСНОВІ СТОХАСТИЧНОГО НВЧ-РОЗРЯДУ

В.І. Голота, О.М. Єгоров, В.І. Карась, А.М. Артамошкин, І.В. Карась, А.Ф. Алисов,
О.В. Болотов, І.А. Загребельний, І.Ф. Потапенко, А.Н. Старостин

Наведені результати досліджень оптичних характеристик плазми розряду, що ініційований мікрохвильовим випромінюванням зі стохастичними стрибками фази у коаксальному хвилеводі за оптимального режиму оперування пучково-плазмового генератора, у широкому діапазоні тисків повітря, в якому розряд стабільно підпалюється і підтримується. Обговорюється розроблена програма SPECRAY, яка дозволяє в наближенні термодинамічної рівноваги для нерозсіюючого середовища обчислювати спектральну густину потужності випромінювання вздовж променя з відомим розподілом коефіцієнта поглинання для різноманітних газових сумішів.

STUDIES OF RADIATION SPECTRA AND ASSESSMENT OF PROSPECTS CAPACITY OF LIGHT RADIATION SOURCE BASED ON STOCHASTIC MICROWAVE DISCHARGE

V.I. Golota, O.M. Yegorov, V.I. Karas`, A.M. Artamoshkin, I.V. Karas`, A.F. Alisov,
O.V. Bolotov, I.A. Zagrebelny, I.F. Potapenko, A.N. Starostin.

The results of studies of optical characteristics of the discharge plasma, initiating emogo microwave radiation with stochastic phase jumps in a coaxial waveguide with optimal operation of the beam-plasma generator, in a wide-tral range of air pressure, in which the discharge is ignited and maintained stably. Is discussed on the program developed SPECRAY, allowing the approximation of thermodynamic equilibrium for indispersible medium to calculate the spectral power density along the beam with a known absorption coefficient for different gas mixtures.